

翼周り剥離流れ制御におけるシンセティックジェット駆動周波数と流れの不安定周波数の比較

阿部圭晃 (東大院), 野々村拓 (ISAS/JAXA), 藤井孝藏 (ISAS/JAXA)

Flow instability and actuation frequency of a synthetic jet for separated flow control

Yoshiaki Abe, Taku Nonomura, and Kozo Fujii

Abstract

The large-eddy simulation (LES) of separation control using a synthetic jet is conducted around an NACA0015 airfoil of the chord Reynolds number 63,000. The linear stability analysis is together conducted to detect the unstable mode of the wall-normal fluctuation in the separation controlled flows. In the highly controlled cases, the harmonic modes of the input frequency directly enhances the KH instability modes which linearly develop in the separated shear layer. The other modes of both the higher and lower frequencies grow following the most unstable modes (the nonlinear growth regime), which effectively promotes the turbulent transition and the generation of large vortex structures.

1. はじめに

翼周りの流れの剥離は揚力の低下や抗力の増加を伴い、重大な航空機事故の原因となる。近年、局所的に微小な流体変動を与える事で、剥離制御効果を得られる能動制御手法が注目されている。本稿ではシンセティックジェット（以下 SJ と略記）による剥離流れ制御メカニズムを解明する事を目的に、数値計算による解析を行う。図 1 に SJ の模式図を示す。翼面に埋め込まれた SJ は、キャビティ底面が振動する事により、オリフィス出口から流体を流し出す装置である。キャビティ底面の駆動には圧電素子やスピーカーを用い、機器の大きさや流体に与える運動量は非常に小さい事が特徴である。

数値計算を用いた SJ の研究は実験との比較やパラメトリックスタディを目的とした 2 次元の RANS 解析が中心であり、その多くが定常的な制御特性の導出に留まっている [1]。本研究では翼面上とキャビティ内部流れに現れる非定常性の強い乱流渦を捉える LES を用いた数値解析を行う。これまでの研究 [2] により、乱流混合による主流方向運動量の交換を担うレイノルズ応力は非周期成分が支配的である事、これらは制御時の翼面上に生成する大規模な渦構造が連行する事が明らかになっている。しかし、SJ の入力周波数の違いが剥離制御効果に及ぼす影響は、乱流遷移に至る擾乱の成長過程の観点から十分に議論されていない [3] [4]。本研究では、SJ の入力周波数の違いが制御性能に及ぼす影響をこれまでより広い範囲で調べ、1) 剥離制御時の流れ場における擾乱の空間発展率を線形安定性理論の結果と比較、2) 擾乱の空間発展過程を周波数毎に整理し、高い剥離制御性能を得る入力周波数と不安定周波数の関係を明らかにする。

2. 解析対象

2-1 制御対象とする翼周り流れ

翼型には NACA0015 翼型を採用し、一様流マッハ数 M_∞ を殆どの領域で圧縮性の効果を見逃せる 0.2

とする。また、コード長 c_h^* と一様流速 u_∞^* を基準としたレイノルズ数を 63,000 とし、迎え角はこのレイノルズ数で大規模な剥離を生じる 12 度とする。流体には空気を想定し、比熱比を 1.4、プラントル数を 0.72 に設定した。

2-2 SJ の形状と制御パラメータ

現象を単純化する為、SJ は図 1 に示すような、スパン方向に 2 次元的なオリフィスとキャビティを有する形状とする。オリフィス幅 d^* に対し、オリフィス高さを d^* 、振動中心時のキャビティ深さ $z_{L0}^* = 10d^*$ 、キャビティ幅 $x_L^* = 15d^*$ とした。なおオリフィス幅 d^* は翼コード長 c_h^* の 0.5% とする。また本研究では、SJ を NACA0015 翼型の前縁にオリフィスが翼面に垂直になるよう取り付けられた。

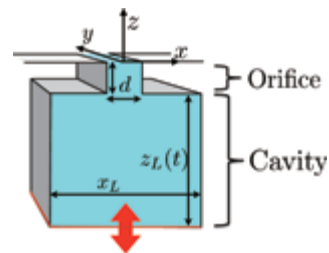


図 1 Geometric configuration of synthetic jet

以下、* の付いていない値は明記しない限り、コード長 c_h^* と一様流速 u_∞^* で無次元化した量とする。本研究では、キャビティ底面の振動には式 (1) を仮定する。この際、 f^* はキャビティ底面の振動周波数である。 A は壁面振動の振幅、 t は時間、 $z_L(t)$ を時間的に変化するキャビティ深さとする。

$$z_L(t) = z_{L0} + A \cos(2\pi F^+ t), \quad (1)$$

$$C_\mu = \frac{\rho u_{\max}^2 d}{\rho u_\infty^2 c_h}, \quad F^+ = \frac{f^* c_h^*}{u_\infty^*} \quad (2)$$

$$u_{\max} d = x_L \max \left(\frac{dz_L(t)}{dt} \right) = 2\pi x_L A F^+. \quad (3)$$

また、単位時間当たりに SJ から及ぼされる運動量と一様流の運動量の比を運動量係数 C_μ とし、式 (2) で定義する。ここで、SJ の運動量 ρu_{\max} はキャビティ内を非圧縮流体と近似し、キャビティ内の体積変化率に比例してオリフィス出口の流速が決まるとした。

2-3 計算ケース

本稿に示す計算ケースは以下の通りである。ここで設定した C_μ の 2.0×10^{-3} , 2.0×10^{-5} という値は、既往研究 [5] に比べ 10 分の 1 から 100 分の 1 程度の小さい値を取った。このように小さな運動量係数を設定する事で、剥離流れに対してデバイスから直接的に大きな運動量を与える効果 [6] を極力排除し、既存の定常ジェット等の剥離制御メカニズムとの切り分けを図った。

表 1 Synthetic jet parameters

C_μ	F^+	Position of SJ
2.0×10^{-3}	1.0, 6.0, 10, 15, 20	L.E. (0%)
2.0×10^{-5}	1.0, 6.0, 10, 15, 20	L.E. (0%)

3. 数値計算法

3-1 計算格子

計算には重合格子を用い、格子間の物理量のやり取りには解強制置換法 [7] を適用する。SJ 駆動時には、キャビティ底面の振動に合わせて格子 (緑色: ZONE4) が変形する。キャビティ底面の振動を再現する際には、キャビティ格子のみを Melville らの手法 [8] に基づいて代数的に滑らかに変形させた。総格子点数は約 3000 万点である。

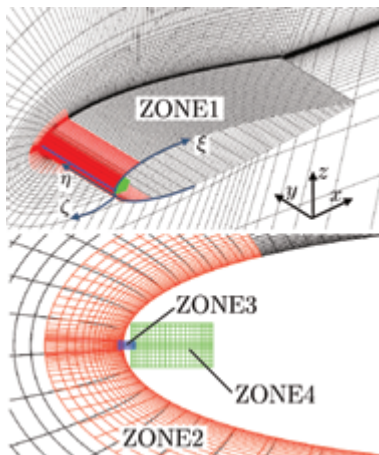


図 2 Computational grids

3-2 流体解析ソルバー

流体解析ソルバーとして、ISAS/JAXA で開発された LANS3D [9] を用いた。支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式とし、空間の離散化には、6 次精度コンパクト差分法 [10] と 10 次精度 3 重対角フィルター (フィルター係数は 0.495) [10] を用いた。時間方向の離散化は 2 次精度 3 点後退差分で行い、時間積分には ADI-SGS 陰解法 [11] (内部反復 5 回) を用いた。無次元時間ステップは 2.0×10^{-4} とし、最大クーラン数が 1.8 程度になるように設定した。前述した高精度フィルターが、数値的に解像出来ない高周波の

波のみを選択的に取り除くと考え、陽的なサブグリッドスケールモデルを導入しないILES [12] を採用した。なお本計算では時間に応じて変形する格子を用いるが、高精度差分の下でも幾何学的保存則を満足する為に、対称保存型メトリックを用いた [13]。流出境界には境界の 1 点手前から外挿 (圧力は一様流圧力に固定) を行い、壁面上では粘着条件を適用した。さらに、スパン方向には周期境界条件を適用した。

4. 剥離制御性能と制御時の流れ場

数値計算は無次元時間 $0 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ で行い、制御は $16 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ の間に行った。

4-1 空力係数

ここでは、 $20 \leq tu_\infty/c_h \leq 28$ の間の時間平均値を示す。強い運動量入力時 ($C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$) には、全ての F^+ で揚抗比が高くなり剥離制御が可能である。しかし、 $F^+ = 1, 30$ の 2 ケースは $F^+ = 6, 10, 15, 20$ よりも抗力係数が高く、揚抗比が低くなる。弱い運動量入力時 ($C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$) には、 $F^+ = 1, 30$ の 2 ケースを除いて剥離制御が可能である。以上をまとめると、投入運動量が大きい程揚抗比が高く、特に $F^+ = 6.0$ から 20 の揚抗比が高い。

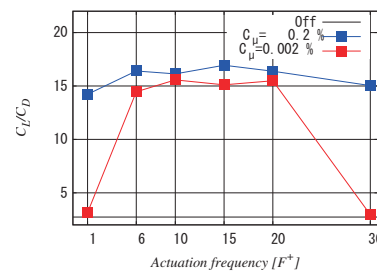


図 3 C_L/C_D arranged by F^+ . Red and blue lines show the cases with input momentum of $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ and 2.0×10^{-5} , respectively.

4-2 剥離制御時の流れ場

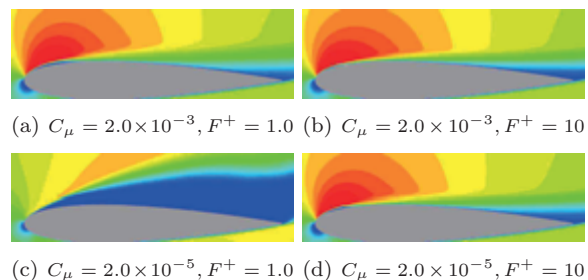


図 4 Time average of the chordwise velocity u/u_∞ .

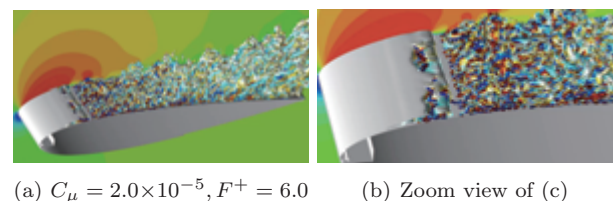


図 5 Instantaneous flow field: contour plane is colored by chordwise velocity u/u_∞ ; isosurfaces is the second invariant of the velocity gradient tensor (colored by chordwise vorticity).

次に、 x 方向の流速 u/u_∞ の時間平均場を図 4 に示す。前節で示した制御可能なケースでは、前縁付近に逆流領域が形成されている (図 6 も参照)。揚抗比の高いケースでは剥離泡が小さくなり、前縁における負圧のピークが強くなる為に圧力抵抗が下がる。図 5 には制御時の瞬時流れ場を示す。いずれも前縁付近に二次元的な強い剥離剪断層が現れる。剪断層からはスパン方向に軸を持つ二次元的な渦が放出され、3 次元の渦構造へと崩壊していく。これは層流剥離、乱流遷移、再付着を伴う層流剥離泡に近い構造であり、翼面上には乱流境界層が形成される。このように本解析の流れ条件の下では、より上流で乱流遷移を生じさせ剥離泡を小さくする事が高い揚抗比を得る為に重要である。

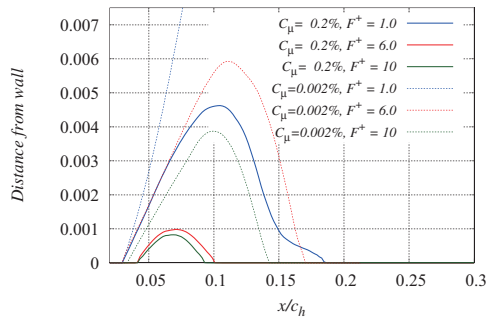


図 6 Reversed flow region near the leading edge

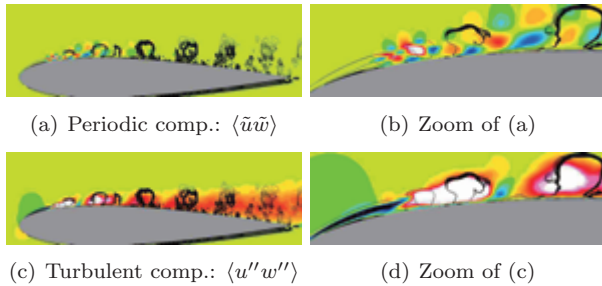


図 7 Phase-averaged Reynolds shear stress of $C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$, $F^+ = 6.0$; left top shows periodic and turbulent component.

4-3 位相平均レイノルズ応力の周期・非周期成分

主流の運動量交換を担うレイノルズ応力の周期・非周期成分の位相平均場を示す。図 7 は $\varphi/2\pi = 1/10$ の位相・スパン方向平均場を示しており、黒色の等高線は速度勾配テンソルの第 2 不変量を表す。いずれの制御時も、前縁付近の剥離剪断層から放出される細かい渦構造が合体する事で駆動周波数に応じた大規模渦構造が翼面上に現れる [2]。また図中で、主流方向運動量の交換作用を示すレイノルズ応力の周期・非周期成分を面塗りで表す。翼面付近の乱流境界層ではレイノルズ応力の非周期成分が支配的であり、周期成分は殆ど現れない。一方で、大規模渦構造の周囲でレイノルズ応力の非周期成分が強められる。この事から、翼面上の剥離制御を担う主要なメカニズムは乱流混合による運動量交換であり、駆動周波数に応じて生成される大規模渦構造がそれらを連行する。このような観点から効率の良い制御を行う為には、より上流で乱流遷移を生じさせ剥離泡を小さく保つと共に、大規模渦構造

の生成に寄与する低周波擾乱を投入する事が重要と考えられる。

5. 線形安定性解析

以下では x_w, z_w を壁面接線、垂直方向とする。壁面垂直方向の速度変動成分を $u'_n(x_w, z_w, t) = \hat{u}'_n(z_w) \exp[i(\alpha x_w + \omega t)] + c.c.$ と表現する。 \hat{u}'_n は複素関数、 α は空間波数、 ω は時間波数を表す。本解析では壁面接線方向に局所平行流を仮定し、非圧縮非粘性流れの線形近似である Rayleigh 方程式 (4) を用いて u'_n の空間発展問題を解いた。ここで、時間平均速度は Tanh 近似で与えた。また、式 (4) は 2 点境界値問題となる為、これを Shooting 法で解いた。なお、境界条件として壁面において変動速度が 0、無限遠では漸近解を与えた。

$$\frac{d^2 \hat{u}'_n}{dz_w^2} - \left(\frac{1}{U_w - \omega/\alpha} \frac{d^2 U_w}{dz_w^2} + \alpha^2 \right) \hat{u}'_n = 0 \quad (4)$$

以下では各 ω (ストロハル数: St に換算) について求めた空間不安定モードと波数: \hat{u}'_n 及び α を示す。

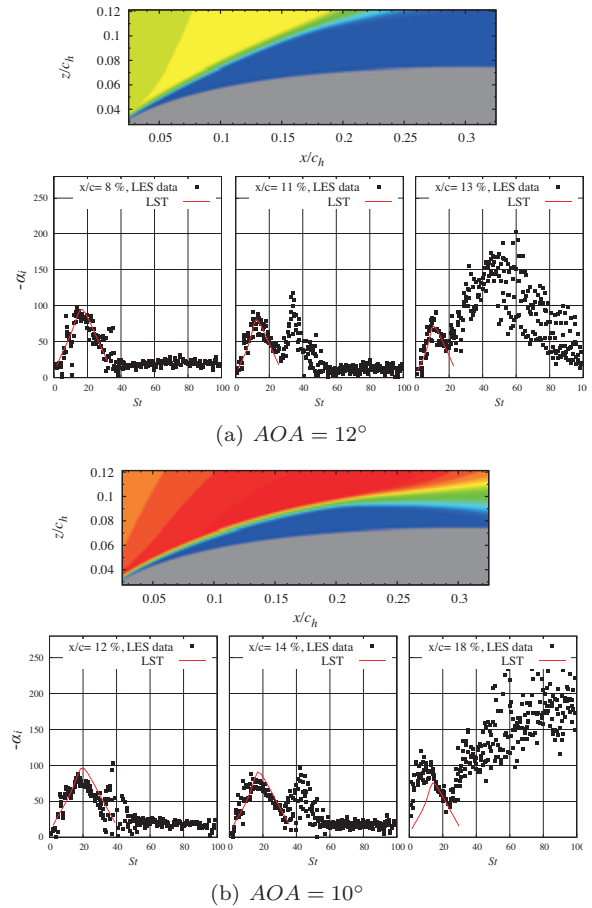


図 8 Control off cases: top figure shows time-averaged u/u_∞ ; bottom figures show the spatial growth rate α_i estimated by LST and FFT analysis for LES data.

5-1 非制御時の流れ場における不安定周波数の比較

空間の不安定周波数を議論する。 $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ と書ける為、 $-\alpha_i$ が大きい程、 u'_n は空間 x_w 方向に速く発達する。まず、非制御時の流れ場の結果を示す。ここでは、前縁付近から大きく剥離する迎角 12° と、前縁

から翼弦長 30% 付近にかけて層流剥離泡を形成し再附着する迎角 10° の 2 ケースを示す。図 8 は、時間平均場 u/u_∞ と対応する空間発展率 $-\alpha_i$ の分布を示す。図中の赤線は線形安定性解析の結果 (linear stability theory: LST), 黒色の点は LES の結果に FFT を施し算出した結果 ($\alpha = \partial/\partial x_w \log ||\hat{u}_n||$) を示す。なお, LES の結果では剪断層における擾乱成長を議論する為に, 各 x/c の断面で乱流エネルギーが最大値を取る z_w での速度変動に FFT を施した。

まず図 8(a) の迎角 12° では, $x/c = 8\%$ においては両者が良く一致しており, $St = 15$ から 20 の擾乱が選択的に線形成長すると考えられる。一方, $x/c = 11\%, 13\%$ と後方に移るにつれ, LST で予測した不安定周波数よりも高い周波数 ($St > 30$) が大きな成長率を示す。これらの位置では, 線形不安定性に基づく擾乱がここまで十分に成長してきており, 他の波数の擾乱の成長を促す非線形成長となる。なお, このような領域においても, 線形不安定周波数の成長率は比較的大きい。 $-\alpha_i$ の空間分布を St - x/c 平面で可視化した図 9(a) は, これらの傾向をより明確に示す。

次に図 8(b) の層流剥離泡が形成される迎角 10° のケースでは, $x/c = 18\%$ では $St > 40$ の高周波擾乱の成長率が大きくなると共に, 線形不安定周波数よりも低い $St \approx 10$ の擾乱の成長率が大きくなる。このような低周波擾乱が高い成長率を持つ事は, 先の迎角 12° のケースと異なる点である。

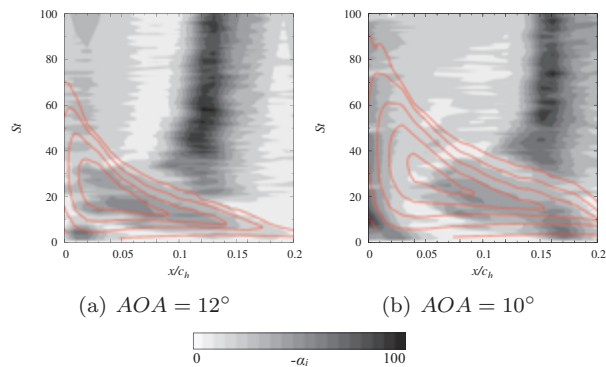


図 9 Control off cases: spatial distributions of α_i ; black-to-white contour and red contour lines show LES and LST results, respectively.

5-2 制御時の流れ場における不安定周波数の比較

本節では, 制御時の流れ場での不安定周波数を議論する。まず, 図 10(a),(b) は強い入力運動量 ($C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$) で制御した時の不安定周波数の分布である。図 10(a) の $F^+ = 1.0$ のケースでは, $x/c = 3\%$ で LST と LES の結果が良く一致する。その後, $x/c = 6\%, 7\%$ と後方に移ると LST の予測より低い周波数の擾乱成長率, および高周波数擾乱の成長率が大きくなる。これらは, 前節で示した層流剥離泡を形成する迎角 10° の結果と定性的に一致する。なお紙面の都合上省略するが, より弱い入力運動量 ($C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$) でも, ほぼ同様の傾向となる。

すなわち特定の周波数擾乱を導入する制御時でも, 「線形領域: 線形不安定周波数」 → 「非線形領域 A: 線形不安定周波数よりも低い周波数, 非線形領域 B: 線

形不安定周波数よりも高い周波数」という順に擾乱成長率の大きい領域が遷移し, 非制御時の層流剥離泡と同様の傾向を持つ。なお, 非線形領域 A に示した線形不安定周波数よりも低い周波数は, 剥離泡形成時に剥離剪断層から放出される渦同士の合体によると考えられる。これは, Sec.4-3 で議論したように剥離制御時の乱流境界層には, 不安定周波数よりも低い F^+ に対応する大規模な渦構造が存在する事, 及びそれらの大規模渦構造は層流剥離泡から放出される細かい渦同士の合体して生成する事に基づく。しかし, 本解析で用いた局所平行流を仮定した線形近似 (特に流れ方向の圧力勾配を無視した点) が妥当でない可能性もあり, 更なる検証が必要である。以上の事から本解析での流れ条件において, 制御時に乱流遷移をより上流で生じさせる為には, 前縁付近で線形不安定周波数に相当する擾乱を導入し, その後渦同士の合体を促す低周波の擾乱を導入する事が肝要と考えられる。

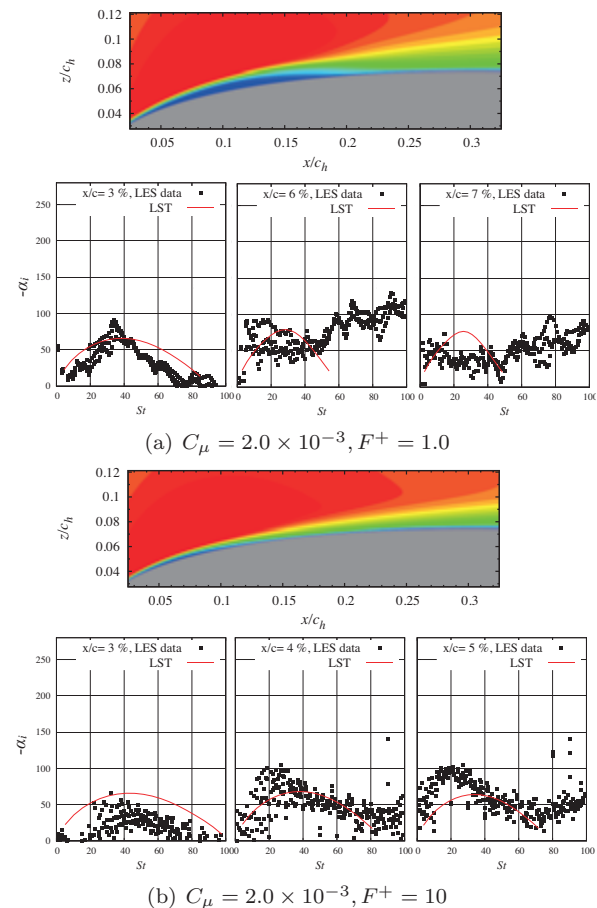


図 10 Controlled cases: top figure shows time-averaged u/u_∞ ; bottom figures show the spatial growth rate α_i estimated by LST and FFT analysis for LES data.

5-3 制御時の線形成長モードの比較

ここでは, 制御時の流れ場における擾乱の空間モードを LST による線形成長モードと比較し, これらを線形成長過程とみなす事の妥当性を検証する。まず, ある St 数 (St_{target} 数と呼ぶ) における空間発展モード

$\tilde{u}'_n(x_w, z_w)$ を LST の結果を用いて求める [14] :

$$\tilde{u}'_n(x_w, z_w) = \hat{u}'_n(z_w) \exp \left[i \int_0^{x_w} \alpha(x'_w) dx'_w \right]. \quad (5)$$

各 x_w における不安定モード \hat{u}'_n は、最大値が 1 となるように規格化してある。なお、 x_w に関する線積分は翼表面に沿った曲線上で行った。また、これに対応する空間モードを LES の結果から得るために、壁面垂直方向の速度変動成分に対して DFT をかけた。この時、制御時の流れ場は時間方向に F^+ の周期性を持つと仮定し、各位相の始まりから St_{target} 数で 4 周期分の期間を DFT の対象とした [15]。得られたモードを位相平均した実部は、LES の結果から直接得た擾乱の空間モード \tilde{u}'_n となる。図 11 は、前節で示した制御時の擾乱の空間発展モードを示す。それぞれのモードを白黒の色付きコンターで表し、瞬時場の剪断層 (Q 値) を赤色の等高線で示す。 $F^+ = 1.0$ では $St_{\text{target}} = 40$ 、 $F^+ = 10$ では $St_{\text{target}} = 36.92$ とし、線形成長の領域で成長率が高くなる線形不安定周波数とした。いずれも LST と DFT の結果は比較的良く合うが、DFT の結果よりも LST が少し空間波数を高めに見積もる (空間変動の間隔が狭い) 傾向にある。これは LST において、曲率や流れ方向の圧力勾配を無視した局所平行流近似を行った事が原因の一つと考えられる。

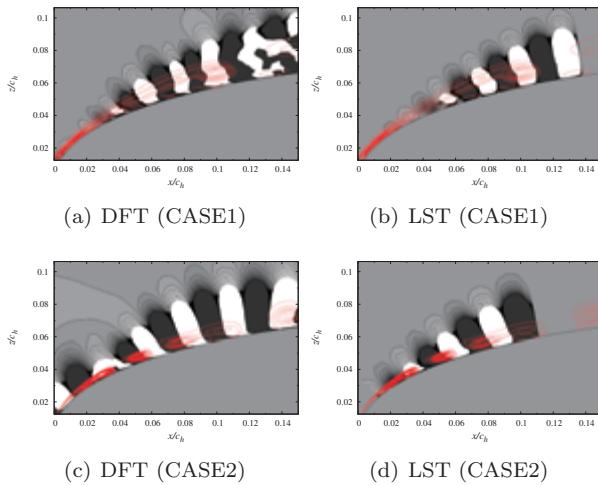


図 11 Comparison of mode shapes (real part) for wall-normal velocity fluctuation (the range is arbitrarily set). (a) and (b) show the CASE1: $St = 40.00$ in $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ with $F^+ = 1.0$ case; (c) and (d) show the CASE2: $St = 36.92$ in $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ with $F^+ = 10$ case. Red contour lines show the instantaneous vortices.

6. 擾乱の空間発展

ここでは制御時の流れ場における擾乱の空間発展を議論する。まず、 $C_\mu = 2.0 \times 10^{-3}$ 、 $F^+ = 1.0$ の結果を図 12(a) に示す。前縁付近では入力周波数に相当する $St = 1$ が強く、 $x/c = 5\%$ 付近まで速く成長し、そのまま後方まで強いエネルギーを保持する。これは、制御時に入力周波数に応じた大規模な渦構造が翼面上に生成する事に対応する。また、前節で示した線形不安定周波数付近の $St = 36, 40$ は前縁付近ではエネル

ギーが小さいが、 $x/c = 5\%$ 付近にかけて一気に成長する。これは、成長率の観点では線形不安定周波数付近の擾乱が大きい (線形成長領域) 事に対応する。一方、入力擾乱の高調波成分である $St = 5$ は、SJ から導入される流体変動に含まれる為に前縁付近では強く生じる。しかし $x/c = 5\%$ 付近までは成長せず、線形不安定周波数の擾乱 ($St = 37$) が十分に成長するのを待って成長を始める (非線形成長 A)。また、より高周波の $St = 70, 80$ の擾乱も、線形不安定周波数の擾乱が十分に成長した後に強く成長する (非線形成長 B)。このような擾乱の空間発展の模式図を図 12(e) に示す。 $F^+ = 10$ の場合 (図 12(b))、先の入力周波数 $F^+ = 1.0$ の場合よりも線形不安定周波数に相当する擾乱が入力周波数に近い高調波成分として強く投入され、より上流で高いエネルギー状態まで線形成長する。この為、他の周波数帯の非線形成長がより上流で始まり、速やかに乱流遷移に至ると考えられる。なお、弱い制御時 ($C_\mu = 2.0 \times 10^{-5}$ 、 $F^+ = 6.0$; 図 12(c)) には、前縁で SJ により入力される擾乱のエネルギーが数桁小さく、線形不安定周波数の成分が高いエネルギー状態に達する位置も下流にずれる。その為、乱流遷移の起こる位置も下流にずれ、剥離泡が大きくなる。

このように、乱流遷移に繋がる高周波の擾乱の成長と、大規模渦構造の生成に寄与する入力周波数付近の低周波擾乱の成長を速める為には、まず線形不安定周波数の擾乱を速く成長させる事が重要である。ゆえに、線形不安定周波数の擾乱 ($St = 30$ から 40 程度) が入力周波数の高調波として高いエネルギー状態で投入される場合： $F^+ = 1.0$ よりも $F^+ = 6, 10$ 等の高い入力周波数のケース；SJ の入力運動量 C_μ がより強いケースにおいて、乱流遷移が上流で生じ高い制御性能を得られると考えられる。なお、入力周波数を $F^+ = 30$ とすると制御性能 (制御時の揚抗比) が低下する (図 3) が、これは制御時の翼面上に生成する大規模渦構造に相当する低周波成分が直接投入されない為と考えられる。

7. 結論

シンセティックジェットを用いた翼周り剥離流れの制御 (NACA0015 翼型, $Re = 63,000$, $AOA = 12^\circ$, SJ は前縁に取り付け) について、制御時の不安定周波数と高い制御性能を与える入力周波数の関係を調べ、以下の結論を得た：1) 不安定周波数の空間分布と空間発展モードを線形安定性理論に基づく予測値と比較した。特定の入力周波数を持つ剥離制御時の流れ場においても、非制御時に層流剥離泡を形成する流れ場と同様に、前縁付近に線形成長する領域が存在する事が分かった；2) 乱流遷移に寄与する高周波成分と、大規模渦構造の生成に寄与する入力周波数付近の低周波成分は、線形不安定周波数付近の擾乱が高いエネルギーを持つまで成長した後に成長を始める事を示した (非線形成長領域)。以上から、剥離制御時の乱流遷移を上流で生じさせる観点からは線形不安定周波数の擾乱を速やかに成長させる事が重要であり、不安定周波数付近の成分が入力周波数に近い高調波として高いエネルギー状態で投入されるケース ($St = 6.0$ から 20) で制

御性能が高くなる事が分かった。

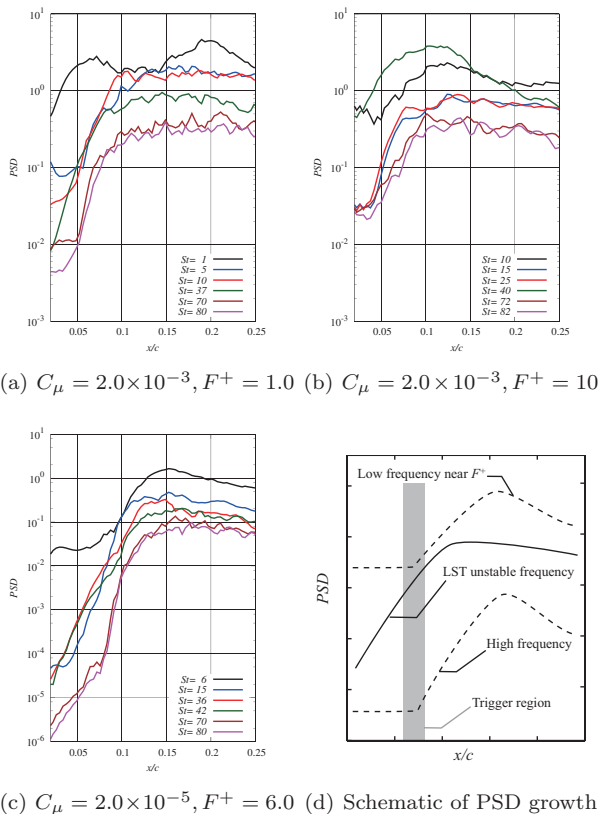


図 12 Spatial growth of PSD of wall-normal velocity fluctuation ((a) to (d)); (e) the schematic of the PSD growth.

謝辞

本研究では JSPS 科研費 258793 の助成を受けた。また数値計算には、文部科学省の「HPCI 戦略プログラム 分野 4 次世代ものづくり 課題 1 『輸送機器・流体機器の流体制御による革新的効率化・低騒音化に関する研究開発』(課題番号 hp120296, hp130001, hp140207)」の支援のもとに理化学研究所計算科学研究機構が保有するスーパーコンピュータ「京」を用いた。

参考文献

- 1) Donovan, J. F., Kral, L. D., and Cary, A. W., “Active Flow control Applied to an airfoil,” *AIAA-1998-210*, 1998.
- 2) Abe, Y., Okada, K., Nonomura, T., and Fujii, K., “The Effects of Actuation Frequency on the Separation Control over an Airfoil using a Synthetic Jet,” *EUCASS Flight Physics Book*, Vol. 7, 2013.
- 3) Sato, M., Okada, K., Nonomura, T., Aono, H., Yakeno, A., Asada, K., and Fujii, K., “Massive Parametric Study by LES on Separated-flow Control around Airfoil using DBD Plasma Actuator at Reynolds Number 63,000,” *to appear in AIAA journal*, 2015.
- 4) Marxen, O., Kotapati, R. B., Mittal, R., and Zaki, T., “Stability analysis of separated flows

subject to control by zero-net-mass-flux jet,” *Physics of Fluids*, Vol. 27, 2015, pp. 68–89.

- 5) You, D. and Moin, P., “Active control of flow separation over an airfoil using synthetic jets,” *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 24, 2008, pp. 1349–1357.
- 6) Nonomura, T., Aono, H., Sato, M., Yakeno, A., Okada, K., Abe, Y., and Fujii, K., “Control Mechanism of Plasma Actuator for Separated Flow around NACA0015 at Reynolds Number 63,000 -Separation Bubble Related Mechanisms-,” *AIAA 2013-0853*, 2013.
- 7) Fujii, K. and Ogawa, T., “Aerodynamics of High Speed Trains Passing by Each other,” *Computers & Fluids*, Vol. 24, 1995, pp. 897–908.
- 8) Melville, R. B., Moiton, S. A., and Rizzetta, D. P., “Implementation of a fully-implicit, aeroelastic Navier-Stokes solver,” *AIAA-1997-2039*, 1997.
- 9) Fujii, K., Endo, H., and Yasuhara, M., *Activities of Computational Fluid Dynamics in Japan: Compressible Flow Simulations, High Performance Computing Research and Practice in Japan*, JOHN WILEY & SONS, 1990.
- 10) Lele, S. K., “Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 103, No. 1, 1992, pp. 16–42.
- 11) Fujii, K., “Simple Ideas for the Accuracy and Efficiency Improvement of the Compressible Flow Simulation Methods,” *Proceedings of the International CFD Workshop on Supersonic Transport Design*, 1998.
- 12) Visbal, M. R. and Rizzetta, D. P., “Large-eddy Simulation on General Geometries Using Compact Differencing and Filtering Schemes,” *AIAA-2002-288*, 2002.
- 13) Abe, Y., Iizuka, N., Nonomura, T., and Fujii, K., “Conservative metric evaluation for high-order finite difference schemes with the GCL identities on moving and deforming grids,” *Journal of Computational Physics*, Vol. 232, 2013, pp. 14–21.
- 14) Rowley, C. W., Colonius, T., and Basu, A. J., “On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities,” *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 455, 2002, pp. 315–346.
- 15) Suzuki, T., Bodony, D., Ryu, J., and Lele, S. K., “Noise Sources of High-Mach-number Jets at Low Frequencies Studied with a Phased-array Approach Based on LES Database,” *Annual research briefs 2007*, Center for Turbulence Research, NASA Ames and Stanford University, 2007.